ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 22 OCTOBRE 1945.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les courbes définies par les équations différentielles*. Note de M. **Jean Chazy**.

Poincaré a fait des courbes définies par les équations différentielles une étude célèbre, où notamment il a étudié des points singuliers devenus classiques sous le nom de nœuds, de cols et de foyers. Il n'a peut-être pas été signalé que l'on rencontre respectivement un nœud et un foyer dans deux théories qui sont en quelque sorte à la frontière du domaine d'enseignement de la Mécanique.

Hodographes de la courbe balistique. — Les hodographes de la courbe balistique sont déterminés par l'équation différentielle en coordonnées polaires

$$(1) \qquad \frac{dv}{d\alpha} = v\,\frac{\varphi(v) + \sin\alpha}{\cos\alpha};$$

v désigne la valeur absolue de la vitesse du projectile; α, l'angle de cette vitesse avec l'axe polaire horizontal Ox. La résistance de l'air est opposée à la vitesse, et de valeur absolue $g\varphi(v)$ par unité de masse; on suppose que la fonction $\varphi(v)$ et le quotient $[\varphi(v)]/v$ croissent constamment et indéfiniment avec v, et même que le numérateur de la dérivée de ce quotient, $v\varphi'(v) - \varphi(v)$, est positif : hypothèses bien entendu trop simples. Désignons par λ la racine de l'équation $\varphi(\lambda) = 1$, c'est-à-dire la vitesse pour laquelle la résistance de l'air est en valeur absolue égale au poids.

Dans le demi-plan $-\pi/2 \leqq \alpha \leqq \pi/2$, on est conduit à considérer la courbe d'équation

$$\varphi(v) + \sin\alpha = 0,$$

soit C, à la traversée de laquelle correspondent un minimum de la vitesse du projectile et un point d'inflexion de l'hodographe. La courbe C part du pôle O et aboutit sur l'axe Oy au point $v = \lambda$, $\alpha = -\pi/2$, soit L. Tous les hodographes suivis dans le sens du mouvement, et traversant ou non la

courbe C, aboutissent au point L, et ce point correspond dans le mouvement à la valeur infinie du temps.

Pour étudier la forme des hodographes à l'arrivée au point L, faisons le changement de variables $v = \lambda + u$, $\alpha = -\pi/2 + \theta$, de sorte que u et θ sont analogues à des coordonnées cartésiennes rectangulaires d'origine L. L'équation différentielle (1) devient

$$\frac{du}{d\theta} = (\lambda + u)\frac{\left[\varphi(\lambda) + u\varphi'(\lambda) + \ldots - 1 + \frac{\theta^2}{2}\ldots\right]}{\theta + \ldots} = \lambda\varphi'(\lambda)\frac{u + \ldots}{\theta + \ldots},$$

les termes non écrits étant d'ordre 2 au moins en u et θ le point $u = 0$, $\theta = 0$ est un point singulier de l'équation obteuue. Et, puisqu'on a $\lambda\varphi'(\lambda) > \varphi(\lambda) = 1$, *ce point singulier est un nœud;* et, sauf la droite Oy, les courbes intégrales ont à l'arrivée au point L, la même allure, ou du moins la même tangente, que les courbes d'équation

$$u = C\theta^{\lambda\varphi'(\lambda)},$$

C désignant une constante arbitraire. Donc *les hodographes* sont *au point* L, *sauf la droite* Oy, tangents à la courbe $u = 0$, c'est-à-dire *ont une tangente horizontale.*

Hodographes du saut à skis. — On admet [1] que, dans le saut à skis, le skieur est soumis, en outre de son poids, à une résistance de l'air proportionnelle au carré de la vitesse, de valeur absolue kgv^2 par unité de masse, mais qui, au lieu d'être opposée à la vitesse, fait avec celle-ci un angle de $+3\pi/4$ selon les notations du problème précédent. Les hodographes ont ainsi pour équation différentielle en coordonnées polaires

$$(2) \qquad \frac{dv}{d\alpha} = v\frac{\frac{k}{\sqrt{2}}v^2 + \sin\alpha}{-\frac{k}{\sqrt{2}}v^2 + \cos\alpha}.$$

On simplifie l'étude de l'équation (2) en faisant le changement de variable $(k/\sqrt{2})v^2 = u$, et en traçant, au lieu des hodographes, les courbes intégrales, soit K, de l'équation transformée

$$(3) \qquad \frac{du}{d\alpha} = 2u\frac{u + \sin\alpha}{-u + \cos\alpha}.$$

Le tracé des courbes K est simple, car les courbes sur lesquelles change le signe de la dérivée $du/d\alpha$ sont simples. La courbe $u + \sin\alpha = 0$, circonférence de diamètre $OA = 1$, tangente en O à Ox au-dessous de Ox, soit C_1, correspond aux maxima et minima de la vitesse du skieur. La courbe

[1] *Cf.* Henri Béghin, *Cours de Mécanique de l'École Polytechnique.*

$u - \cos\alpha = 0$, circonférence de diamètre $OB = 1$, tangente en O à Oy, soit C_2, correspond à des points des courbes K où la tangente passe en O, et à des points d'inflexion de la trajectoire du skieur. La droite $\alpha = -\pi/4$, qui passe au second point d'intersection des circonférences C_1 et C_2, soit L, de coordonnées $u = 1/\sqrt{2}$, $\alpha = -\pi/4$, et la droite ALB, correspondent respectivement à des instants du mouvement où la composante horizontale ou la composante verticale de la vitesse du skieur est maxima ou minima, et à une tangente verticale ou horizontale de l'hodographe.

Pour étudier les courbes K au voisinage du point L, faisons le nouveau changement de variables $u = (1 + z)/\sqrt{2}$, $\alpha = -(\pi/4) + \theta$, de sorte que z et θ sont analogues à des coordonnées cartésiennes rectangulaires d'origine L. L'équation (3) devient

$$\frac{dz}{d\theta} = 2(1+z)\frac{1 + z - \cos\theta + \sin\theta}{-1 - z + \cos\theta + \sin\theta} = 2\frac{z + \theta + \ldots}{-z + \theta + \ldots},$$

si l'on réduit le numérateur et le dénominateur à leurs termes linéaires en z et θ. Le point $z = 0$, $\theta = 0$ est un point singulier de l'équation obtenue, et l'équation en S relative à ce point est

$$(S-1)(S-2) + 2 = 0, \qquad \text{ou} \qquad S = \frac{3 \pm i\sqrt{7}}{2}:$$

donc *ce point singulier est un foyer*. Par suite, les courbes intégrales K s'enroulent asymptotiquement dans le sens positif autour du point L avec l'allure de spirales logarithmiques.

Nécessairement les hodographes, selon l'équation (2), présentent de même un foyer au point $v = 1/\sqrt{k}$, $\alpha = -\pi/4$, et la même allure autour de ce foyer.

Il résulte que chaque trajectoire du skieur présente une infinité de maxima et de minima de la vitesse, et une infinité de points d'inflexion. Quand la courbe K s'enroule indéfiniment autour du foyer L, le temps croît indéfiniment, *et la trajectoire du skieur présente une branche infinie, avec asymptote parallèle à la droite* $\alpha = -\pi/4$, *sur laquelle la résistance de l'air tend à devenir verticale ascendante et à équilibrer le poids*.

M. **M. Caullery** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de faire hommage à l'Académie d'un livre que je viens de publier : *Biologie des Jumeaux; polyembryonie et gémellité* (¹). Dans le cadre des problèmes actuels de la biologie générale et plus spécialement de ceux de l'hérédité, les données relatives aux jumeaux et à la polyembryonie ont acquis

(¹) *Presses universitaires de France* (Collection *La Science vivante*, n° 6, 1945, 168 pages, avec figures, 19cm).

un intérêt tout particulier. J'ai essayé, dans cet ouvrage, d'en faire une revue d'ensemble accessible à de nombreux lecteurs et embrassant à la fois la gémellité normale et la gémellité tératologique.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Chimie agricole et biologique du Conservatoire National des Arts et Métiers, pour la première ligne, M. *Jean Lavollay* obtient 22 suffrages contre 18 à M. *Désiré Leroux*.

Pour la seconde ligne, M. *Désiré Leroux* obtient 36 suffrages contre 1 à M. *Raymond Guillemet*; il y a 1 bulletin blanc.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne .... M. JEAN LAVOLLAY.

En seconde ligne .... M. DÉSIRÉ LEROUX.

M. le MINISTRE DE L'EDUCATION NATIONALE invite l'Académie à lui présenter une liste de deux candidats au poste d'Astronome titulaire vacant à l'Observatoire de Paris.

(Renvoi à la Division des Sciences mathématiques.)

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Influence de l'état de surface sur le résultat des mesures de dureté sous faible charge.* Note de MM. PAUL BASTIEN et ANATOLE POPOFF, présentée par M. Léon Guillet.

Dans les mesures de dureté, exécutées sous faible charge avec un corps d'empreinte ou de contact de petites dimensions, notamment pour déterminer de façon correcte la dureté de tôles ou de feuilles métalliques minces, de couches peu épaisses telles que dépôts électrolytiques, films cémentés ou nitrurés, l'état géométrique et physicochimique de la surface intervient.

Nous nous sommes proposé de rechercher l'importance de l'état géométrique de surface avec les principales méthodes de mesure des duretés superficielles par détermination d'une durée d'oscillations (pendule Herbert), des dimensions d'une empreinte (diamant Vickers) et de l'enfoncement d'un pénétrateur (diamant du microduromètre E. P.).

Dans le problème des mesures de dureté sous faibles charges, l'opérateur peut se proposer soit d'effectuer des mesures indépendantes de l'état géométrique de surface et d'obtenir un résultat caractérisant le métal, soit de réaliser des mesures ayant au contraire pour but de qualifier cet état, pour un métal donné. Les conclusions générales de notre étude relative à deux métaux de duretés très différentes (acier extradoux recuit

et acier à coupe rapide trempé) et à deux états de surface, obtenus l'un par passage sur un papier émeri dont la grosseur moyenne des grains d'abrasif était de $0^{mm},6$, et l'autre par polissage micrographique, sont les suivantes :

a. Mesures indépendantes de l'état géométrique de surface. — 1° La méthode par oscillations [1] donne des résultats précis et indépendants de l'état géométrique de surface lorsque l'essai est effectué sur un métal suffisamment mou pour que les stries soient effacées par les mouvements de la bille du pendule; bien que l'essai soit très superficiel, la dispersion reste limitée (écarts quadratiques de l'ordre de 1 à 3 %);

2° Par détermination des dimensions d'une empreinte, on peut obtenir des valeurs indépendantes de l'état de surface à condition de proportionner les dimensions de l'empreinte, par action sur la charge, à l'importance des irrégularités de surface; l'essai, dans ces conditions, est nettement moins superficiel que précédemment : pour l'acier extradoux recuit et 4^{kg} de charge, on a $40\,\mu$ de pénétration avec le diamant Vickers, contre $25\,\mu$ avec le pendule Herbert; dans le cas de l'acier à coupe rapide trempé, la profondeur de l'empreinte Herbert est certainement inférieure à $1/10\,\mu$ et le contact est surtout élastique.

3° Les déterminations par mesure de l'enfoncement d'un pénétrateur sont sujettes à caution dans tous les cas où les essais sont à faire sur un métal dur ou non poli (surface striée par usinage ou abrasion, corrodée, etc.), surtout lorsque la charge initiale appliquée au pénétrateur est faible.

b. Mesures fonctions de l'état de surface. — 1° La méthode pendulaire, donnant des mesures peu dispersées, n'intéressant qu'une profondeur très limitée de métal, est destinée à rendre des services pour l'étude des états de surface. Elle permet de saisir de faibles modifications physico-chimiques de l'état de surface (films décarburés, trempés, nitrurés, écrouis etc.). A. Pomp et H. Schweinitz [2] ont montré que la bille du pendule Herbert roule et ne glisse pas, dans les conditions normales d'application, sur une surface métallique. Ceci toutefois ne concerne qu'une surface propre et nous avons trouvé notamment que la présence d'un film d'huile à la surface d'un acier extradoux recuit peut être mise en évidence avec sensibilité par cette méthode.

2° La méthode pendulaire, appliquée, pour un métal donné, à des surfaces régulièrement striées, donne des résultats fonctions de l'état géométrique de surface, à condition que le métal de base soit suffisamment dur pour que la bille n'écrase pas les stries dès ses premières oscillations. Pour

---

(1) Mesure de la durée de dix oscillations de faible amplitude.

(2) *Mitt. Kais. Wilh. Inst. für Eisenforschung*, 6, 1926, pp. 79-100.

maintenir la dispersion dans des limites acceptables, le plan d'oscillation du pendule doit être parallèle à la direction des stries ([3]).

Enfin nous signalons que nous avons mis en évidence, sur des gammes de tôles écrouies en acier extradoux, l'existence de deux duretés Herbert, $H_{\parallel}$ et $H_{\perp}$, différentes suivant que le plan d'oscillation du pendule est parallèle ou perpendiculaire à la direction du laminage; nous avons montré que l'écart $H_{\perp} - H_{\parallel}$ n'est pas dû à un état de surface anisotrope, mais qu'il s'agit d'un effet intéressant la masse des cristaux et se manifestant également sur une surface polie spéculairement ou à mi-épaisseur du métal. Nous poursuivons l'étude de cet effet.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Étude du mouvement séculaire du pôle terrestre dans le cas de résonance.* Note de M. **Henri Mineur**, présentée par M. Jean Chazy.

Reprenons les notations utilisées dans une précédente Note ([1]), et étudions le cas, appelé cas de résonance initiale, où la colatitude initiale ε_0 du point m vérifie la condition

$$\nu = \omega_1 \cos\varepsilon_0,$$

où ν est une des fréquences des perturbations séculaires de l'écliptique.

1. Je réduis le second membre des équations (4) aux termes d'argument $\nu t - \theta + \mu$ et je pose

$$w = \nu t - \theta + \mu, \qquad x = \cos\varepsilon_0 - \cos\varepsilon.$$

Le mouvement séculaire du pôle est défini par le système

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{d\xi}{dt} = -M\omega_1 \cos^2\varepsilon_0 \cos w, & \dfrac{d\eta}{dt} = -M\omega_1 \cos^2\varepsilon_0 \sin w, \\ \dfrac{dw}{dt} = \omega_1 x, & \dfrac{dx}{dt} = -M\omega_1 \cos\varepsilon_0 [\xi \cos w + \eta \sin w]. \end{cases}$$

L'élimination de ξ, η, w conduit à l'équation en x

$$\omega_1^2 \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = -\frac{1}{4}x^4 - M \sin\varepsilon_0 \cos\varepsilon_0 \sin(\lambda_0 - \mu) x^2 + 2M^2 \cos^3\varepsilon_0\, x + M^2 \sin^2\varepsilon_0 \cos^2\varepsilon_0 \cos^2(\lambda_0 - \mu),$$

où λ_0 est la longitude initiale de m. On obtient x par une intégrale elliptique, puis les coordonnées ε et λ par intégrations :

$$(2)\quad \begin{cases} \theta = \dfrac{\pi}{2} + \mu - \lambda_0 + \omega_1 t \cos\varepsilon_0 - v, \qquad \operatorname{tang}\dfrac{v}{2} = \operatorname{tang}\left[\dfrac{\pi}{4} - \dfrac{\lambda_0 - \mu}{2}\right] \operatorname{cn} ht, \\ \sin\varepsilon \cos(\lambda - \lambda_0) = \sin\varepsilon_0 - m \cos(\lambda_0 - \mu) \dfrac{\operatorname{sn} ht}{\operatorname{dn} ht}, \\ \sin\varepsilon \sin(\lambda - \lambda_0) = 2m\left[Z(ht) - \dfrac{\operatorname{cn} ht}{\operatorname{sn} ht \operatorname{dn} ht}\right], \\ \cos\varepsilon = \cos\varepsilon_0 + m \operatorname{tang}\varepsilon_0 \cos(\lambda_0 - \mu) \dfrac{\operatorname{sn} ht}{\operatorname{dn} ht}, \end{cases}$$

([3]) L'écart quadratique des mesures est alors de l'ordre de 3 %.

([1]) *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 107.

où

$$h = \omega_1 \sqrt{M} \cos^{\frac{1}{2}} \varepsilon_0 \sin^{\frac{1}{2}} \varepsilon_0, \qquad m = \sqrt{M} \cos^{\frac{3}{2}} \varepsilon_0 \operatorname{cosec}^{\frac{1}{2}} \varepsilon_0,$$

et où les fonctions elliptiques sont relatives au module

$$K = \sin\left[\frac{\pi}{4} - \frac{\lambda_0 - M}{2}\right].$$

Le mouvement de m est périodique et l'amplitude de la variation de ε est

$$4\sqrt{M} \cot^{\frac{1}{2}} \varepsilon_0 \sin\left[\frac{\pi}{4} - \frac{\lambda_0 - \mu}{2}\right];$$

elle est beaucoup plus grande que dans le cas de non-résonance.

2. Les formules (2) ne conviennent pas au cas où l'on a

$$\lambda_0 - \mu = -\frac{\pi}{2}.$$

L'intégrale est alors représentée par

$$(3) \quad \begin{cases} \xi = -2m \operatorname{th} h(t - t_1), \qquad \eta = \sin\varepsilon_0 + \dfrac{2m}{\operatorname{ch} h(t - t_1)}, \qquad \zeta = \cos\varepsilon_0 - \dfrac{2m \operatorname{tang}\varepsilon_0}{\operatorname{ch} h(t - t_1)}, \\ \theta = \omega_1 t \cos\varepsilon_0 + \mu - \varpi, \qquad \operatorname{tang}\dfrac{\varpi}{2} = \operatorname{sh} h(t - t_1), \end{cases}$$

où t_1 est arbitraire. ε passe par un maximum ε_1,

$$\cos\varepsilon_1 = \cos\varepsilon_0 - 2m \operatorname{tang}\varepsilon_0,$$

pour $t = t_1$, et tend vers ε_0 lorsque t tend vers $\pm\infty$.

3. J'appelle cas de résonance différée celui où ε atteint la valeur de résonance ε_0 au cours du temps. Les formules qui définissent alors le mouvement se déduisent de (2) par addition d'une constante à t et, pour que l'on se trouve dans ce cas, il faut et il suffit que la position initiale M_0 du pôle pour $t = 0$ se trouve dans la région de la sphère limitée par les courbes

$$x = P(u)\cos\mu - Q(u)\sin\mu,$$
$$y = P(u)\sin\mu + Q(u)\cos\mu,$$

où

$$P(u) = 2\,\frac{\operatorname{sh} u}{\operatorname{ch}^2 u}\,\sin\varepsilon_0 \mp 2m \operatorname{th} u,$$

$$Q(u) = \frac{1 - \operatorname{sh}^2 u}{\operatorname{ch} 2u}\sin\varepsilon_0 \mp \frac{2m}{\operatorname{ch} u}.$$

4. L'examen des valeurs des constantes M, ν, μ et de la position actuelle du pôle montre que celui-ci ne semble pas dans les conditions de résonance.

SPECTROSCOPIE. — *Dosage spectrographique de traces de mercure par la raie d'absorption* 2536 Å *dans l'ultraviolet.* Note de M. **Alain Berton**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons utilisé, pour déceler des traces de mercure, la raie d'absorption, très nette et très sensible, que présentent les vapeurs de cet élément à 2536 Å.

Le mercure, se trouvant sous la forme de chlorure en solution aqueuse, est déplacé sur une lame ou un fil spiralé en cuivre ([1]). Il est ensuite vaporisé par chauffage dans un tube à fenêtres de quartz à travers lequel passe un faisceau de lumière ultraviolette, au spectre continu, provenant d'une lampe à décharge électrique dans l'hydrogène raréfié.

On peut ainsi déceler 1 γ ($0^{mg},001$) de mercure à 50 % près et doser de 2 à 20 γ à 20 % près et de 20 à 100 γ à 15 % près.

Nous donnons ci-dessous les détails pour le dosage du mercure dans les urines.

L'urine ([2]) est préalablement minéralisée à l'acide chlorhydrique et au chlorate de potasse suivant la méthode de Vitte ([3]). Pendant l'ébullition, on a employé un réfrigérant ascendant efficace pour éviter les pertes de chlorure mercurique par entraînement avec la vapeur d'eau. La liqueur est ensuite neutralisée avec de la soude. On en prend une partie aliquote correspondant à 20^{cm^3} d'urine et on la verse dans une éprouvette étroite. On y ajoute $0^{cm^3},1$ d'acide chlorhydrique. (Tous les réactifs employés sont exempts de mercure.) On y place ([4]) une lame de cuivre propre, de 60×5^{mm} et de $0^{mm},1$ d'épaisseur, passée préalablement à la flamme d'un bec Bunsen pour chasser les traces de mercure qu'elle pouvait contenir, puis décapée à l'acide nitrique et bien lavée. On la laisse dans la liqueur pendant trois heures en agitant toutes les demi-heures. La lame est ensuite lavée sous un jet d'eau distillée, puis passée à l'alcool, enfin à l'éther, et séchée à la température de la salle.

On place ensuite la lame dans le tube-laboratoire (50^{cm} de long et 2^{cm} de diamètre intérieur) que l'on chauffe avec une rampe à gaz de 20^{cm} à l'endroit où se trouve la lame. Ce chauffage est commencé 15 secondes avant l'ouverture de la fente du spectrographe. Trois spectres sont ensuite pris successivement, par périodes de 20 secondes par exemple ([5]); ces temps

([1]) Nous avons aussi employé l'électrolyse sous 4 volts et 0,05 ampère. La précipitation est plus rapide, mais l'appareillage plus compliqué.

([2]) L'urine pour la minéralisation est employée telle que, ou après concentration par évaporation (de 100 à 20^{cm^3}), dans le cas où les quantités de mercure sont inférieures à $1\gamma/20^{cm^3}$ ou 0,050 mg/litre.

([3]) Vitte, *Thèse de Doctorat en Pharmacie*, Bordeaux, 1930.

([4]) Pendant toute l'expérience, on doit éviter toute trace de mercure. Pour manipuler la lame de cuivre, on se sert d'une pince flambée.

([5]) Cette façon d'opérer permet de se rendre compte, par la constance de l'intensité de la raie d'absorption obtenue sur le cliché, que l'évaporation du mercure a été complète.

de pose, dépendant des conditions photo-optiques expérimentales, sont fixés par des essais préalables de façon à obtenir sur la plaque photographique, pour la raie d'absorption, une opacité permettant des mesures photométriques correctes.

Sur le même cliché on prend, dans des conditions identiques, les spectres-étalons d'urines normales, exemptes de mercure, auxquelles on a ajouté, par 20^{cm^3}, 1, 5, 10 ou 20γ, par exemple, de mercure sous la forme de bichlorure. Ces urines sont traitées comme les urines inconnues.

L'intensité de la raie d'absorption, correspondant à l'urine analysée, est comparée au moyen d'un photomètre ou d'un microphotomètre enregistreur, aux intensités des raies-étalons, suivant les méthodes de photométrie photographique courantes.

La méthode est spécifique et permet de déceler jusqu'à $0,5\gamma$ ou $0^{mg},0005$ de mercure.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Observation de particules remarquables autres que des protons dans la partie pénétrante du rayonnement cosmique*. Note [1] de MM. **Louis Leprince-Ringuet**, **Michel Lhéritier** et **Robert Richard-Foy**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Nous avons indiqué [2] certains résultats obtenus au moyen d'une grande chambre de Wilson commandée par compteurs et relatifs à l'observation d'une certaine proportion de protons de grande énergie parmi l'ensemble des particules pénétrantes enregistrées. Dans la présente Note, qui complète la précédente, nous laissons de côté les trajectoires de nature protonique et nous examinons quelques autres clichés pour lesquels la mesure du rayon de courbure, jointe à l'estimation de l'ionisation, fournit des résultats intéressants.

A. Au delà du proton nous possédons les deux indications suivantes :

Le cliché 5862-9 montre une particule traversant 3^{mm} de plomb et dont l'ionisation est de 2 à 3 fois plus importante que celle d'un proton de même courbure. Le cliché 8913 montre une remarquable trajectoire de 75^{cm} de long, nettement plus ionisante qu'un proton.

B. *Mésotons de masse* 240. — Cinq trajectoires de faible rayon de courbure, représentées sur la figure 1, sont attribuables à des mésotons de moment réduit, notablement inférieur à l'unité. Le 7537 et le 5362-8 sont remarquables, leur courbure étant mesurée de façon très précise. Il n'est pas étonnant que l'on trouve peu de trajectoires attribuables aux mésotons, la très grande majorité possédant des moments réduits très

---

(1) Séance du 9 juillet 1945.

(2) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 406.

supérieurs à l'unité, pour lesquels aucune estimation ne peut être faite.

C. En dehors de ces clichés remarquables un petit nombre d'autres

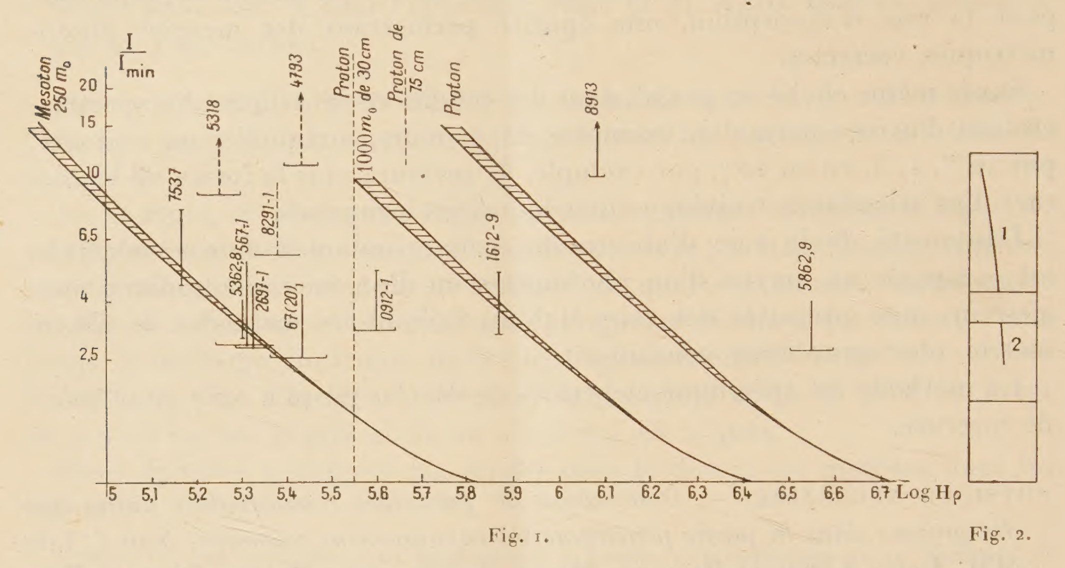


Fig. 1. Fig. 2.

présentent des trajectoires qui ne semblent pas pouvoir être identifiées ni avec des protons ni avec des mésotons de masse 240. Sur la figure 1 ces trajectoires portent les numéros 1612-9, 4793, 8291-1, 5318.

La première sort d'un écran de plomb de 3^{mm}, elle est légèrement continue, avec toutefois quelques granulations. Son ionisation ne peut dépasser 5 fois le minimum. Or le mésoton 240 de même courbure donne une ionisation voisine du minimum, et le proton 8 fois plus.

La seconde est très ionisante, parfaitement continue, sans granulation. Elle ne peut être celle d'un proton, son rayon de courbure étant nettement inférieur à celui d'un proton de 23^{cm} de long, longueur de la trajectoire observée. Elle ne peut être non plus celle d'un mésoton 240 dont l'ionisation ne serait que de 2,5 fois le minimum.

La troisième est aussi parfaitement continue, et se situe au delà du mésoton 240 dont l'ionisation serait seulement 4 fois le minimum. Le proton est aussi exclu à cause du faible rayon de courbure mesuré (on se trouve nettement à gauche du rayon de courbure correspondant au proton de 30^{cm}).

La quatrième se présente dans des conditions analogues : parfaitement continue, elle implique une ionisation supérieure à 4 fois le minimum, qui serait celle du mésoton de même courbure; le proton est exclu pour la même raison que précédemment.

L'ensemble de ces quatre trajectoires semble ne pouvoir s'interpréter *ni par des mésotons, ni par des protons* : une particule intermédiaire entre proton et mésoton expliquerait bien l'aspect de ces trajectoires.

Ces résultats sont à rapprocher de celui obtenu par collision publié par deux d'entre nous [3].

D. Un autre cliché mérite de retenir l'attention. Il est représenté sur la figure 2. La boîte séparant la chambre en deux parties contient un écran de plomb de 3^{mm} d'épaisseur et deux petits compteurs à parois minces, dont la coïncidence provoque la détente. Si les deux trajectoires sont celles d'un même rayon, ce dernier est chargé positivement; or, dans la partie 1, l'ionisation est voisine du minimum : on a $850 \text{ MeV} < 300 H\rho_1 < 1000 \text{ MeV}$. La masse de 1 est *au plus* celle du proton.

Le rayon 2 a une trace parfaitement continue. On doit estimer son ionisation à au moins 6 fois le minimum. La limite inférieure du rayon de courbure donne $300\rho_2 < 300 \text{ MeV}$. Par suite, en supposant la charge unité, la masse de 2 est au minimum celle d'un proton. Si l'on admet que le rayon 1,2 est un proton, son moment réduit $P = pc/M_0c^2$ passe, à la traversée de l'écran, de 1 à 0,33; son énergie cinétique passe de 350 à 35 MeV. Or l'écran et les parois des compteurs ne devraient absorber que 50 MeV. Il s'ensuit que 250 MeV environ sur les 350 d'énergie cinétique sont absorbés par un autre processus que par ionisation et sans qu'apparaisse une particule ionisante. Cela est compatible avec l'émission d'un méson neutre, comme le prévoit la théorie de Heitler, Hamilton et Peng [4].

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur une loi de variation des rayons atomiques.* Note de MM. **G. E. Djounkovsky** et **S. Kavos.**

Notre représentation dans l'espace [1] de la classification des éléments nous a mis sur la voie d'une loi de variation des diamètres atomiques.

En appelant r_k le rayon du niveau d'énergie K de l'élément, Z le nombre atomique, on obtient la relation expérimentale

$$(r_k)^2 Z = \text{const.}$$

Connaissant la valeur du diamètre du niveau énergétique K, on pourra définir le rayon atomique de l'élément, soit r_{at}, en tenant compte de la constance des rapports des différents niveaux d'énergie donnés par la relation

$$r_n = n^2 r_k.$$

En partant du rayon atomique du lithium 1,4 Å, déterminé par Bragg et confirmé par Goldschmidt et Pauling, nous déterminons par cette formule le rayon atomique du sodium.

(3) L. Leprince-Ringuet, et M. Lhéritier, *Comptes rendus*, 219, p. 618, 1944.

(4) *Phys. Rev.*, 64, 1943, p. 78.

(1) G. E. Djounkovsky et S. Kavos, *Journal de physique et le Radium*, (8), 5, mars 1944, p. 53.

Pour le lithium $(Z=3)(n=2)$

$$r_k = \frac{1,5\,\text{Å}}{n^2}, \qquad \text{d'où } r_k = 0,375\,\text{Å}$$

On en tire pour le sodium $(Z=11)(n=3)$

$$r_k = (0,375)^2 \times \frac{3}{11} = 0,195\,\text{Å}$$

et par suite

$$r_{at} = r_k n^2 = 0,195 \times 9 \doteq 1,755\,\text{Å};$$

or le rayon atomique donné par Bragg est $r = 1,77$ Å.

De même, si l'on part du rayon atomique du carbone, on trouve successivement, dans la même série horizontale,

$$r_{at} = 0,77\,\text{Å}.$$

		Valeurs de Pauling.
N.................	$r_{at} = \sqrt{\frac{(0,77)^2 \times 6}{7}} = 0,5082 = 0,71$ Å	0,70 Å
O.................	$r_{at} = \sqrt{\frac{(0,77)^2 \times 6}{8}} = 0,4446 = 0,66$	0,66
F.................	$r_{at} = \sqrt{\frac{(0,77)^2 \times 6}{9}} = 0,3952 = 0,63$	0,64

pour Ne on trouverait $r_{at} = 0,60$ Å.

Si l'on part du rayon atomique du fer ($r = 1,40$ Å), on trouve :

		Valeurs de Pauling.
Co.................	$r_{at} = \sqrt{(1,4)^2 \times \frac{26}{27}} = 1,88 = 1,375$ Å	1,375 Å
Ni.................	$r_{at} = \sqrt{(1,4)^2 \times \frac{26}{28}} = 1,82 = 1,35$	1,35
Cu.................	$r_{at} = \sqrt{(1,4)^2 \times \frac{26}{29}} = 1,75 = 1,325$	1,375
Zn.................	$r_{at} = \sqrt{(1,4)^2 \times \frac{26}{30}} = 1,698 = 1,305$	1,325

En même temps, en multiplant le rayon atomique d'un élément à l'état normal par le rapport $(n-1/n)^2$, dans lequel n représente la valeur du nombre quantique principal de l'élément considéré, nous exprimons le rayon de l'atome à l'état d'ion positif avec la valence maxima.

Ainsi le rayon ionique de l'aluminium Al^{+++}, dont la couche extérieure de l'atome normal a pour nombre quantique principal $n=3$, sera

$$r_{Al^{+++}} = 1,21\,\text{Å} \times \frac{4}{9} = 0,54\,\text{Å}.$$

Pour le plomb, dont la courbe extérieure a pour ce nombre quantique principal $n = 6$,

$$r_{Pb^{++++}} = 1,52\,\text{Å} \times \frac{25}{36} = 1,26\,\text{Å}.$$

Les chiffres calculés par notre formule s'intercalent entre ceux donnés par Goldschmidt en 1926 et ceux donnés par Pauling en 1943 :

	Aluminium.	Plomb.
	Å	Å
Goldschmidt.....................	0,57	1,32
Pauling..........................	0,50	1,21
Djounkovsky et Kavos..............	0,54	1,26

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur les limites d'inflammabilité des mélanges d'acétylène et d'air. Influence de l'état de la paroi.* Note de MM. **Guy Pannetier** et **Paul Laffitte**.

La détermination des limites d'inflammabilité des mélanges d'acétylène et d'air sous la pression atmosphérique a fait l'objet de nombreuses mesures depuis celles de H. Le Chatelier (1) jusqu'à celles de A. G. White (2). Celui-ci a expliqué les raisons des divergences des expérimentateurs qui l'ont précédé et a donné des valeurs pouvant sembler définitives. Cependant, si l'on examine ces dernières, on constate que, pour un tube donné et pour la limite supérieure, il y a des différences anormalement importantes entre les résultats obtenus en propagation ascendante et en propagation descendante (70 % de C^2H^2 dans le premier cas et 55 % dans le second pour un tube de 25^{mm} de diamètre). Les explications qu'il en donne (courants de convection, grande sensibilité de l'acétylène à la compression) ne nous ayant pas paru suffisamment satisfaisantes, nous avons repris l'étude de cette question.

Nous sommes ainsi arrivés à mettre en évidence la très grande influence de l'état de la paroi sur la valeur des limites supérieures d'inflammabilité. D'une manière plus précise, celles-ci dépendent de l'histoire antérieure de la paroi interne du tube de verre dans lequel on fait les mesures (le mélange précédent s'est enflammé ou non; nombre d'expériences positives ayant été réalisées dans le tube; temps écoulé depuis l'expérience précédente; traitement de la paroi par des réactifs chimiques etc.). En fait la limite supérieure d'inflammabilité peut évoluer entre deux valeurs extrêmes dont la différence varie en raison inverse du calibre du tube. Ces deux valeurs correspondent à des états de parois différents, mais définis. Cependant, si aucune précaution n'est prise à leur sujet, on obtient

(1) *Comptes rendus*, **121**, 1895, p. 1144.
(2) *Journ. Chem. Soc.*, **125**, 1924, p. 2387.

pour la limite supérieure une valeur quelconque comprise entre ces deux limites extrêmes.

Considérons, par exemple, un tube de 15^{mm} de diamètre intérieur n'ayant jamais servi et dans lequel on se propose de déterminer la limite supérieure dans le cas de la propagation ascendante de la flamme. Le mélange étudié et préalablement bien homogénéisé [3] est admis dans le tube, où l'on a réalisé un vide de 10^{-3} à 10^{-4} mm de mercure. Après chaque inflammation, le tube est nettoyé à l'aide d'un écouvillon sec, de manière à enlever l'abondant dépôt de noir de fumée adhérant aux parois. On trouve, par exemple, une limite de 57 %, et cette valeur peut être reproduite plusieurs fois. Mais, après un certain nombre d'expériences, on constate qu'un mélange, par exemple à 58 % d'acétylène, qui ne s'enflammait précédemment pas, s'enflamme alors et l'on trouve une limite plus élevée. En continuant de telles séries d'expériences on arrive à une limite maximum A (62,2 % de C^2H^2) parfaitement définie. Mais, si l'on renouvelle pendant un certain temps les expériences destinées à l'encadrer, on constate que l'on ne peut plus cette fois enflammer les mélanges voisins de A qui s'enflammaient précédemment : il faut descendre jusqu'à 55 % d'acétylène pour obtenir une flamme. Puis à nouveau ce même mélange, admis dans le tube, ne s'enflamme plus, et ainsi de suite. Finalement on trouve une nouvelle limite (limite supérieure minimum B) moins nette que A. Si d'autre part, et après avoir dépassé la limite A, on lave après chaque expérience le tube au mélange sulfochromique, puis à l'eau distillée, et si l'on y fait le vide pendant au moins deux heures, on retrouve la limite A. Enfin, si, après avoir obtenu cette limite A, on abandonne le tube plein de noir d'acétylène pendant au moins trois jours, on obtient la limite B.

Bien d'autres observations ont été faites sur l'influence de l'histoire antérieure de la paroi du tube sur les résultats obtenus, mais nous ne pouvons les citer ici. Nous nous bornons à donner ci-dessous les valeurs obtenues pour les *limites supérieures* (C^2H^2 %) dans le cas des propagations ascendante, descendante et horizontale dans des tubes de verre pyrex de 10, 15, 20 et 25^{mm} de diamètre intérieur :

	Propagation					
Diamètre (mm.).	ascendante.		descendante.		horizontale.	
	A.	B.	A.	B.	A.	B.
10	61,4	45	53,7	41	–	45
15	62,2	48	58,3	45	61,1	48
20	62,8	51	60,7	49	62,4	51
25	63,0	54	62,1	53	62,7	54

On voit la grande différence qu'il y a entre les deux valeurs A et B de la limite supérieure, différence pouvant dépasser 25 % d'acétylène par rapport à la concentration de ce gaz dans le mélange A.

Nous avons aussi étudié l'influence de l'*acétone* sur la limite supérieure d'inflammabilité des mélanges d'acétylène et d'air. On obtient qualitativement des résultats tout à fait semblables, mais la différence entre

(3) G. Pannetier, *Chim. et Ind.*, 53, 1945, p. 319.

les deux valeurs extrêmes (A et B) est bien plus faible que dans le cas de l'acétylène pur, même pour de très petits pourcentages d'acétone.

Enfin, pour les *limites inférieures* des mélanges d'air et d'acétylène pur, on obtient des résultats parfaitement reproductibles, sans que l'on observe aucune influence de l'état de la paroi. Les valeurs obtenues (C^2H^2 %) sont les suivantes :

Diamètre (mm.).	Propagation ascendante.	Propagation descendante.	Propagation horizontale.
15	3,09	3,24	3,25
20	3,07	3,20	3,25
25	3,03	3,17	3,25

La présence d'acétone dans le mélange ne modifie que très peu la valeur de ces limites inférieures.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les préparations de ferro- et de ferrichlorures de césium. Tentative de préparations de divers organométalliques trihalogénés du fer.* Note de M. **Arakel Tchakirian**, présentée par M. Marcel Delépine.

En vue d'obtenir les divers ferro- et ferrichlorures de césium, Walden [1] ainsi que E. Wilke-Dörfurt et G. Hyne [2] mélangent simplement des solutions de sels de fer et de césium en quantités correspondantes et abandonnent jusqu'à cristallisation. Évidemment les produits obtenus dans ces conditions sont souillés d'impuretés et rien ne prouve l'existence de sels définis.

Aussi, pour éviter ces inconvénients, avons-nous appliqué la méthode de précipitation par l'alcool ou par l'acide chlorhydrique, suivant le cas. Dans ces conditions on obtient des sels doubles parfaitement purs, vérifiés par analyse.

Les préparations, réalisées par E. Wilke-Dörfurt et G. Hyne, avaient pour but de préciser les conditions de formation et les limites de stabilité des sels en question; ceci en vue de déterminer si la formation de sels doubles avec Cl^2Fe peut expliquer la localisation des sels de rubidium et de césium dans la carnallite, plutôt que dans tout autre sel de potassium des dépôts naturels.

Préparation de $Cl^2Fe.2\,ClCs$. — Additionner, à une solution concentrée et légèrement acide de Cl^2Fe, une solution de ClCs également concentrée et acide. Dans ces conditions il ne se produit pas de précipitation. Mais, si l'on ajoute de l'alcool à 90°, il précipite un sel, dont la composition centésimale correspond à $Cl^2Fe.2\,ClCs$. Le précipité, essoré sur un filtre

(1) *Z. anorg. Chem.*, 7, 1894, p. 331.
(2) *Ber. d. Chem. Ges.*, 45, 1912, p. 1012.

en verre n° 4, est lavé avec de l'alcool acidulé par l'acide (ClH 5 %). Le sel est séché d'abord sous le vide dans un dessiccateur à l'acide sulfurique jusqu'à poids constant (10 jours) et ensuite à l'étuve à 180°.

Quand le sel est encore humide, éviter la dessiccation à l'étuve qui produirait une oxydation du fer. Les différences de poids des sels séchés sous le vide et à l'étuve à 180° sont très faibles.

$Cl^2Fe.2\,ClCs$ est une poudre blanche, soluble dans l'eau avec hydrolyse.

Préparation de $Cl^2Fe.ClCs$. — Le sel précédent, dissous dans une petite quantité d'eau additionnée d'acide chlorhydrique, laisse précipiter le sel $Cl^2Fe.ClCs$. Après avoir séparé le sel de ses eaux mères, on opère comme ci-dessus. Le sel ainsi préparé est de couleur légèrement verdâtre.

Le chlorure ferreux semble ne pas donner, dans les mêmes conditions, des sels doubles avec les sels ClLi, ClNa et ClK.

$Cl^2Fe.ClCs$ est soluble dans l'eau avec une légère hydrolyse, provoquant une précipitation d'hydroxyde ferreux que l'on peut éliminer par filtration répétée (3 ou 4 fois). La solution possède une coloration jaune orangé; son pH est 5.

Avec ce sel nous avons tenté de préparer l'alcoyltrichlorure ferreux RCl^3Fe, par application de la méthode générale de synthèse, déjà exposée [3]. Cette méthode n'avait jusqu'ici été appliquée que dans le cas où l'atome central pourrait affecter les valences 2 et 4 (Ge, Sn, Pb).

Faisant agir à des températures allant de 150 à 240°, en tube scellé, le sel anhydre $[Cl^3Fe^{++}]^-Cs^+$ sur l'iodure de méthyle ou d'éthyle, nous avons observé qu'aucune réaction n'avait lieu entre ces deux corps, si ce n'est la décomposition de l'iodure de méthyle ou d'éthyle.

Cette inertie du chloroferrite de césium, vis-à-vis des iodures alcoyles, peut être attribuée au fait que le fer ne peut affecter que les électrovalences 2 et 3. Ceci semblerait confirmer l'hypothèse que j'ai émise, que cette méthode ne pourrait être appliquée qu'aux métaux présentant les électrovalences 2 et 4.

Le fait que l'atome central soit capable de donner un complexe de la forme $[M^{++}X^3]^-$ $[\text{Alcalin}]^+$ est donc une condition nécessaire, mais non suffisante pour passer aux organométalliques.

$Cl^3Fe.2\,ClCs$. — La solution concentrée de chlorure ferrique, légèrement acidifiée par de l'acide chlorhydrique, donne, avec une solution de chlorure de césium, également concentrée, un précipité cristallin de couleur rouge.

Le précipité, isolé par filtration sur un filtre en verre, est lavé à l'acide chlorhydrique concentré, séché d'abord dans le vide et ensuite à l'étuve à 180°, jusqu'à poids constant. Sa composition correspond à la formule $Cl^3Fe.2\,ClCs$. Il est soluble dans l'eau sans décomposition.

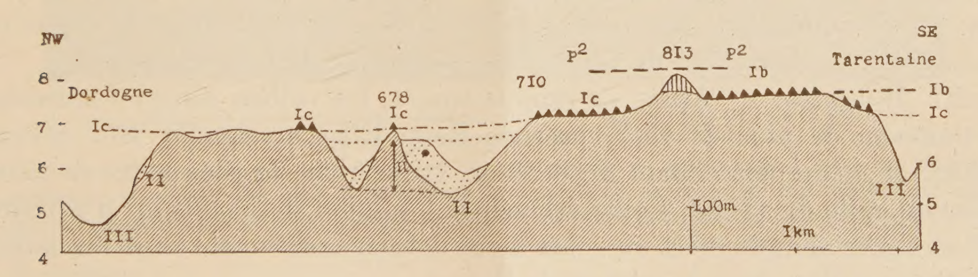
---

(3) A. Tchakirian et M. Lewinsohn, *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 835; A. Tchakirian, M. Lesbre et M. Lewinsohn, *ibid.*, **202**, 1936, p. 138; M. Lesbre, *ibid.*, **204**, 1937, p. 1822.

GÉOLOGIE. — *Quaternaire et Glaciaire du versant Sud des Monts-Dore et de l'Artense.* Note de M. **Louis Glangeaud**.

Une révision détaillée de la région située entre les Monts-Dore, la Rhue et la Sumène, nous a fait découvrir de nombreux dépôts glaciaires. Les uns ne sont pas indiqués sur la feuille de Mauriac (1re édition). D'autres sont représentés inexactement avec le figuré du basalte des plateaux ou celui des brèches andésitiques. L'évolution complexe de cette région, au cours du Quaternaire, a donné lieu, depuis les travaux de Boule, de Philippe Glangeaud et de M. Arbos, aux interprétations divergentes de Mlle Boisse de Black (quatre glaciations), de M. Meynier (une glaciation) et de M. A. Durand. Nous avons pu distinguer nettement deux glaciations : l'une au début, l'autre à la fin de l'évolution quaternaire. Elles sont séparées par une longue phase de creusement, suivie d'un remblaiement non moins important. Nous nommerons ce cycle creusement-remblaiement, s'intercalant entre les deux glaciations quaternaires, la *phase du Lanobre*.

I. *Glaciaire des Plateaux*. — Le *Glaciaire des Plateaux* est la formation quaternaire la plus ancienne qui puisse être observée dans la région. Il est non seulement antérieur aux vallées actuelles, mais aussi aux vallées de la phase du Lanobre. Au moment de leur extension maximum, les apophyses (stroem) des calottes glaciaires des Monts-Dore et du Cantal convergeaient dans la région de Bort, entre Saignes et Lanobre, vers une surface d'épandage et d'érosion commune où elles formaient un piedmont glacier. Nous la nommerons *surface du Puy-Morel* (I*a*). Elle apparaît dans ce territoire entre 590 et 690m d'altitude (200m au-dessus du confluent Dordogne-Rhue), en contrebas des surfaces du Pliocène supérieur (p^2 et ligne de tiret sur la figure). Entre les paquets de moraines et les blocs erratiques,



dans l'Artense et la Ribière, on y observe de remarquables formes d'érosion glaciaires (buttes moutonnées, étangs etc.). La surface glaciaire de Puy-Morel et les moraines correspondantes marquent l'extension maximum du piedmont glacier alimenté par les stroems du Glaciaire des Plateaux.

Après le stade du Puy-Morel, la quantité d'éléments granitiques et gneissiques augmente dans les apports morainiques. En même temps, les moraines frontales reculent en abandonnant des vallums successifs

dans l'Artense, au sud-ouest du Mont-Dore et dans la région de Laqueille. Ce sont les moraines de retrait (triangles sur la figure) de la Malboudie et d'Aulnat, au voisinage de 880^m d'altitude et celles de Monsernie et de Fareyrol au voisinage de 750^m. Les dépôts fluvio-glaciaires correspondants commencent à s'enfoncer dans les vallées qui vont s'approfondir au cours de la phase du Lanobre. Ils sont contemporains du début de cette phase.

II. *Phase du Lanobre.* — Après la légère oscillation positive (I*c*) de Fareyrol, le glaciaire disparaît complètement et les vallées du Lanobre se creusent rapidement. Ces vallées étaient aussi abruptes et aiguës que les vallées actuelles de la région de Bort. Elles formaient un réseau qui, en de nombreux tronçons, est complètement indépendant du réseau actuel. C'est le cas, en amont de Bort, pour le tronçon de la Dordogne qui passait par Mouleyre et Siauve, pour la vallée remblayée entre Saint-Thomas, Madic et Ydes, pour la Tialle (II sur la figure) entre Estour et la Serre, pour la Rhue entre Champs et Embort, pour la Tarentaine au sud de Champs et, sur la feuille d'Ussel, pour les vallées remblayées de Méjanesse et Pontvieux. La Dordogne s'est enfoncée vers Beaulieu pendant la phase du Lanobre de plus de 150^m par rapport à son altitude au stade I*c*. Son lit était descendu d'une altitude relative de 185^m à l'altitude relative de 35^m par rapport à la Dordogne actuelle.

Les vallées furent ensuite comblées dans la région du Lanobre, par une formation de sables et graviers (II), surmontés de strates à galets, et couronnés par places par des sables éoliens et de fines argiles marécageuses. La formation du Lanobre (en pointillé sur la figure) a été traversée sur 112^m d'épaisseur (de 597 à 485^m d'altitude) pour un des sondages de Mouleyre (renseignements de M. Riquois et de M. E. Bonnet). Elle offre, à sa partie supérieure, une remarquable surface de remblaiement (ligne en pointillés), au voisinage de 640^m (180^m au-dessus de la Dordogne).

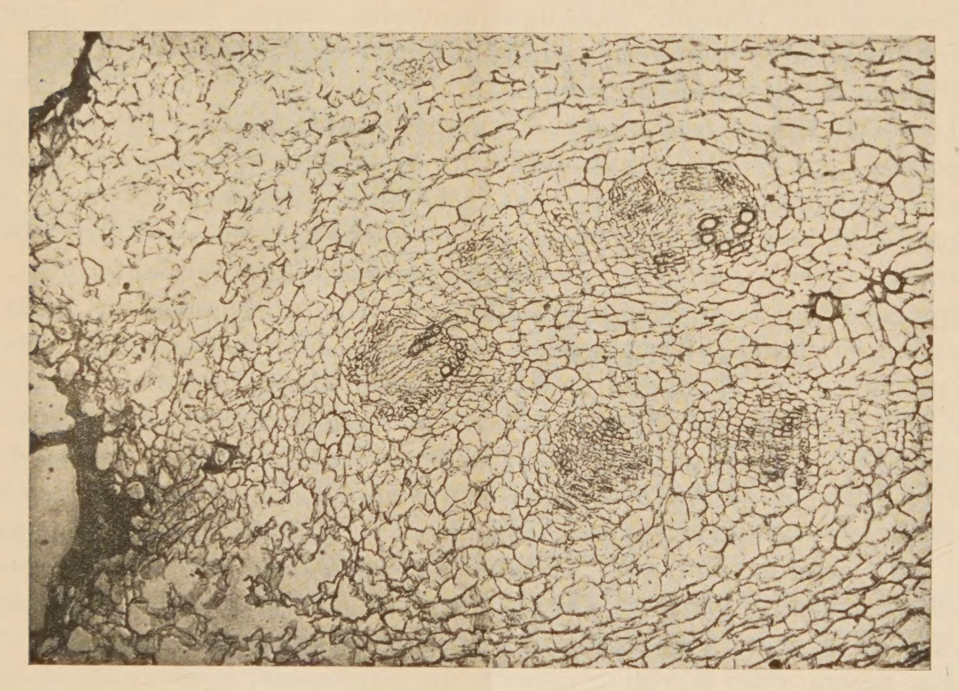
III. *Wurmien.* — Après ce remblaiement, les vallées s'approfondissent à nouveau de plus de 150^m, près de Bort. Elles atteignent leur niveau actuel et même descendent au-dessous. La terrasse la plus nette de cette série est celle de 15-20^m. Contrairement à l'opinion de beaucoup d'auteurs, les terrasses abandonnées au cours de ce dernier creusement sont fluviatiles ou torrentielles, dans la région de Bort.

On a souvent considéré dans cette région comme des vallées glaciaires wurmiennes, ce qui était en réalité des vallées remblayées au cours de la phase précédente du Lanobre. Les moraines frontales wurmiennes sont restées dans la partie haute des vallées principales à l'intérieur des moraines frontales du Glaciaire des plateaux. Le glaciaire wurmien ne s'est pas étendu sur les plateaux, mais s'est limité aux vallées dont le bassin d'alimentation névéen était suffisant. Ainsi les formes glaciaires des plateaux sont

remarquablement conservées, car elles sont encore, en beaucoup de points, enfouies sous une couverture morainique, non enlevée par les érosions postérieures.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action différenciatrice des bourgeons se développant sur des fragments de parenchyme vasculaire d'Endive, cultivés* in vitro. Note de M. **Guy Camus**, présentée par M. Joseph Magrou.

Nous avons signalé (¹) l'action inductrice qu'exercent les bourgeons produits par le parenchyme libérien et la zone génératrice de prismes d'Endive sur la différenciation et l'organisation des tissus sous-jacents. Pour compléter ces observations nous avons recherché si les bourgeons



Coupe pratiquée transversalement dans un prisme de parenchyme vasculaire d'Endive après 18 jours de culture. (× 55.)

On remarque, à droite et à gauche, les vaisseaux préexistants de grande taille. Entre ces vaisseaux extrêmes on observe une plage dans laquelle est apparu un rudiment de zone génératrice qui a produit des massifs de cellules ligneuses et libériennes sous l'influence d'un bourgeon long de 3^{mm}, situé au-dessus du plan de la figure. La coupe intéresse une région située à 2200 µ de la base du bourgeon.

se développant sur le parenchyme vasculaire sont susceptibles de provoquer des modifications morphologiques dans les tissus sous-jacents.

Pour cela nous avons réalisé des cultures aseptiques de prismes de parenchyme vasculaire de *Cichorium Intybus* var. Witloof sur milieu gélosé et glucosé en plaçant hors du milieu, soit l'extrémité foliaire des

(¹) *Comptes rendus*, **219**, 1944, pp. 34-36.

fragments (extrémité tournée vers les feuilles lorsque le fragment faisait partie intégrante de la racine), soit leur extrémité radicale.

Nous avons ainsi constaté que le parenchyme vasculaire manifeste une croissance nettement polarisée. La région foliaire se modifie très peu et, au cours de la culture, elle produit seulement quelques mamelons isolés. C'est à partir de ces mamelons que se différencient des ébauches qui évoluent en tiges feuillées.

Par contre l'extrémité opposée produit un cal très volumineux dans lequel se différencient aussi des ébauches de bourgeons; celles-ci peuvent poursuivre leur croissance à condition que le développement des ébauches produites par la face foliaire soit inhibé par le contact du subtratum.

Nous avons pratiqué périodiquement des coupes dans les prismes ensemencés, afin d'apprécier l'influence qu'exercent éventuellement les bourgeons sur les tissus sous-jacents.

L'examen de ces coupes nous a montré que, dans la région foliaire des explantats, les cellules qui entourent les vaisseaux se divisent activement et donnent naissance à des zones, génératrices fragmentaires ou à des plages dans lesquelles les cellules présentent de très nombreux recloisonnements. C'est à partir de ces régions dédifférenciées que se forment les méristèmes de bourgeons. Au cours de leur développement, ceux-ci exercent sur les tissus sous-jacents une action différenciatrice qui s'étend de proche en proche au sein de ces tissus modifiés. Cette action se traduit par une formation de tubes criblés et de vaisseaux aberrants beaucoup plus intense et profonde que celle induite par les bourgeons se développant sur le parenchyme libérien; ceci n'a rien de surprenant, car les modifications morphologiques induites dans le cas présent apparaissent dans un tissu déjà dédifférencié. Cette action ne s'exerce que dans le sens feuille-racine : en effet on n'observe aucune modification morphologique au-dessus du point d'insertion d'un bourgeon apparu latéralement.

Par contre, dans la région radicale des explantats, nous avons observé des phénomènes très différents; les ébauches se forment aussi à partir de plages dédifférenciées, mais on ne peut discerner d'action nette parmi les lignifications de structure très complexe qui se développent normalement dans le cal. Nous n'avons en aucun cas observé d'influence dans le sens racine-feuille.

En résumé, les bourgeons apparaissant sur le parenchyme vasculaire isolé exercent sur les tissus sous-jacents déjà dédifférenciés une action polarisée qui se traduit par une redifférenciation très rapide de formations conductrices.

A 15^{h}45^{m} l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^{h}45^{m}. L. B.